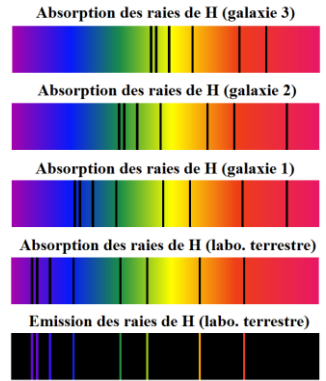


## Travaux pratiques et approche expérimentale

### ▪ Mouvements galactiques (Cf. $(uv-v)$ )

Spectres d'absorption par les atomes ou les molécules des gaz (raies noires) que traverse la lumière émise dans le visible par 3 galaxies. →



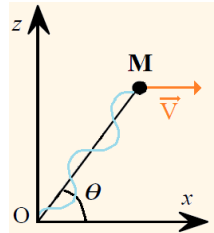
Le spectre d'émission d'une galaxie est dévié vers la gauche par rapport à ces raies ou autrement dit, les raies de ces gaz (ici de H) sont **décalées vers la droite** (vers le rouge pour celles du domaine visible : « **redshift** »). Ce phénomène est dû à l'**effet Doppler relativiste** :

Issue de  $M$  (source mobile de vitesse  $\vec{v}$ ), l'onde ( $\lambda_M, T$ ) est observée en  $O$ . La durée d'une période  $T$  pour  $M$  correspond pour  $O$  à  $[t_1, t_2]$  avec  $\Delta t = t_2 - t_1$ . D'après ( $\mathcal{L}$ ),

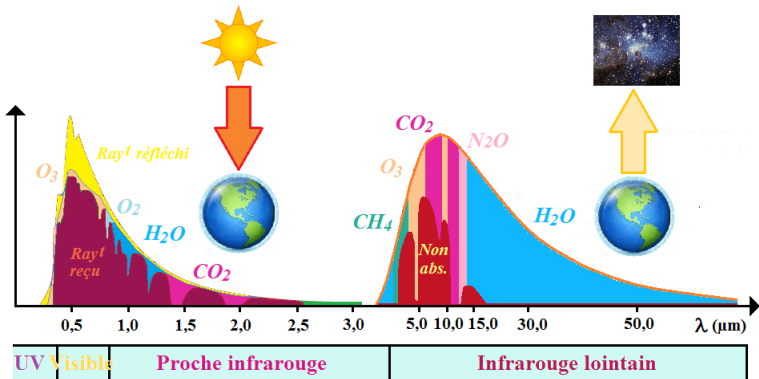
$$t_1 = \frac{\sqrt{x^2+z^2}}{c}, \quad t_2 = \gamma T + \frac{\sqrt{(x+v\gamma T)^2+z^2}}{c} \quad \text{où } \vec{v} = v\vec{u}_x \neq \vec{0} \text{ et } \frac{v\gamma T}{\sqrt{x^2+z^2}} \ll 1$$

$$\rightarrow \Delta t \approx \gamma T + \frac{\sqrt{x^2+z^2}}{c} \frac{xv\gamma T}{x^2+z^2} = \gamma T \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right). \text{ Or } \lambda_0 = c\Delta t, \lambda_M = cT$$

$$\rightarrow \lambda_0 = \lambda_M \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \rightarrow \text{Avec } z = \frac{\lambda_0 - \lambda_M}{\lambda_M}, \quad 1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_M} = \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$



### ▪ Absorption et émission terrestre à travers son atmosphère



En plus du **CO<sub>2</sub>** et du **CH<sub>4</sub>**, la **vapeur d'eau** retient dans l'atmosphère les ray<sup>ts</sup> IR émis par la Terre. Ces espèces contribuent à l'**effet de serre**, phénomène de piégeage de la chaleur dans l'atmosphère. L'**ozone** absorbe une grande partie des ray<sup>ts</sup> UV solaires **nocifs** ( $\lambda$  de 0,2 à 0,3  $\mu\text{m}$ ). L'eau des océans absorbe aussi les rayons IR.

▪ **Complément : atome de Bohr et absorption / émission des raies de l'hydrogène**

. Avec la **mécanique classique** de l'interaction coulombienne (**modèle de Bohr**), pour un atome hydrogénoïde (de noyau avec Z protons entouré de Z électrons) :

(PFD) pour un électron  $\rightarrow m_e \frac{v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \rightarrow v^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r}$ ,  $E = E_p + E_c = \frac{-Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}$

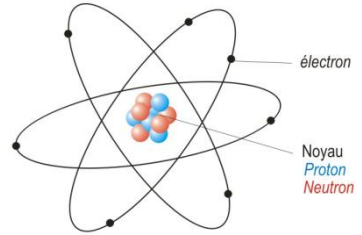
Électron d'orbite circulaire, d'onde non destructive  $\rightarrow \exists n \in \mathbb{N}^*, 2\pi r = n\lambda = \frac{nh}{m_e v}$ .

$\rightarrow$  Moment cinétique  $L = m_e r v = n\hbar$ .

$\rightarrow r_n = \frac{r_1 n^2}{Z}$ , avec  $r_1 = \frac{h^2 \epsilon_0}{m_e e^2} \approx 0,166 \text{ nm}$ .

$\rightarrow v_n = \frac{n\hbar}{m r_n} = \frac{Z v_1}{n}$ , avec  $v_1 = \frac{e^2}{2\pi\hbar\epsilon_0} \approx \frac{c}{137}$ .

$\rightarrow E_n = -\frac{Z^2 E_1}{n^2}$ , avec  $E_1 = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \approx 13,6 \text{ eV}$ .



$\rightarrow$  **Radiations** pour l'atome d'**hydrogène** de longueurs d'ondes :

$\frac{1}{\lambda} = R_\infty \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$ , différence de niveaux énergétiques correspondants :  $\Delta E = \frac{hc}{\lambda}$

où  $R_\infty$  : constante de Rydberg,  $R_\infty = \frac{E_1}{hc} = \frac{m_e e^4}{8h^3 c \epsilon_0^2} \approx 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ .

On en déduit les **longueurs d'ondes** théoriques et le **domaine spectral des raies** :

- .  $n_1 = 1, n_2 = 2, 3, 4, \dots$  : séries de **Lyman (ultraviolet, « UV »)**
- .  $n_1 = 2, n_2 = 3, 4, 5, \dots$  : séries de **Balmer (domaine visible, optique)**
- .  $n_1 = 3, n_2 = 4, 5, 6, \dots$  : séries de **Paschen (infrarouge, « IR »)**
- .  $n_1 = 4, n_2 = 5, 6, 7, \dots$  : séries de **Bracket (infrarouge, « IR »)**.

. En **mécanique quantique**, un état de l'atome hydrogène correspond à une f° d'onde  $\psi$ ,

solution de l'équation aux valeurs propres de  $\mathbf{H}$  :  $\left( \frac{-\hbar^2}{2\mu} \Delta_r - \frac{q^2}{r} \right) \psi = E\psi$ , où  $q^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$

En **coordonnées sphériques**  $(r, \theta, \varphi)$ ,  $\Delta_r = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{L^2}{\hbar^2 r^2}$ , où  $L$  est l'opérateur

moment cinétique qui est tel que  $L^2 = -\hbar^2 \left( \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \cotan(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} + \sin^{-2}(\theta) \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right)$ .

On obtient alors les fonctions d'onde des **états quantiques** de l'atome d'hydrogène en signifiant, du fait de l'expression et des symétries du **hamiltonien H**, leur

**discretisation** :  $\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{n,l}(r) \cdot Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ , avec  $Y_{l,m}(\theta, \varphi) = T_l(\theta) \cdot F_m(\varphi)$ ,

où  $n$  : entiers strictement positifs,  $l = 0, 1, \dots, n-1$ ,  $m = -l, -l+1, \dots, 0, 1, l-1, l$

et  $\psi_{nlm}$  qui soit de norme 1 dans l'espace des fonctions de carré sommable (Cf. la probabilité de présence de l'e<sup>-</sup>). On remarque alors que les **niveaux énergétiques** des **états liés** sont **identiques** à ceux obtenus avec le modèle de Bohr :  $R_\infty/n^2$ .